

УДК 621.787

І.В.ГУРЕЙ, д-р техн. наук, Львів, Україна, Жешув, Польща

В.І.ГУРЕЙ, канд. техн. наук, Львів, Україна

ТЕОРЕТИЧНЕ ВИЗНАЧЕННЯ ТЕРМОНАПРУЖЕНОГО СТАНУ ПІД ЧАС ФРИКЦІЙНОГО ЗМІЦНЕННЯ

Отримано математичні рівняння для визначення температури і напружень у зоні контакту інструмент-деталь під час фрикційного зміцнення плоских поверхонь. Показано, що температура та напруження у зоні контакту мають імпульсний характер. Зі збільшенням характерного розміру зони контакту, відношення довжини лінії контакту до її ширини, максимум температури та напружень зростає.

Ключові слова: термонапружений стан, зона контакту, у зоні контакту, фрикційне зміцнення

Получено математические уравнения для определения температуры и напряжений в зоне контакта инструмент-деталь при фрикционном упрочнении плоских поверхностей. Показано, что температура и напряжения имеют импульсный характер. С увеличением характерного размера зоны контакта, отношения длины линии контакта к ее ширине, максимум температуры и напряжений возрастает.

Ключевые слова: термонапряженное состояние, зона контакта, инструмент, деталь, фрикционное упрочнение

Mathematical equations of defined temperatures and stresses in the zone of contact tool-part during friction hardening plane surfaces are works out. It is shown, that the temperatures and stresses have pulse in character. Maximum of temperatures and stresses are increasing under increase of representative value of contact zone, ratio of contact line length to it width.

Keywords: heat-stress state, contact zone, tool, part, friction hardening

Процес фрикційного зміцнення є швидкоплинним процесом [1] і існуючі експериментальні методи не дозволяють з достатньою точністю визначити температурні та деформаційні поля у зоні контакту інструмент-деталь. У зоні контакту проходять складні фізико-механічні процеси, тому теплову задачу за рахунок прийнятих допущень досить сильно спрощують і теоретичні викладки не завжди відповідають реальній картині [2-4].

Для керування якістю зміцнених шарів необхідно оцінити температурні поля та термонапружений стан, який виникає під час фрикційного зміцнення. Моделювання задач приводить до ідеалізації реальної ситуації, але в певній мірі дозволяє оцінити зміну температури та напруженого стану при дії рухомих концентрованих джерел енергії [5].

При аналізі теплових процесів у зоні контакту при фрикційному зміцненні на основі теплового контакту приймаємо, що температури в зоні контакту на поверхні контакту є рівними, а потужність тертя у кожній точці площадки контакту рівна сумі інтенсивностей потоків теплоти, яке поглинає кожне тіло пари тертя.

При фрикційному зміцненні площа зони контакту інструмент-деталь

залежить від форми та розмірів робочої поверхні інструмента та деталі, режимів зміцнення, а особливо, від нормальної сили зміцнення. Площа контакту є еліпсом, у якого більша діагональ рівна довжині лінії контакту інструмент-деталь. При першому наближенні площу контакту можна розглядати у вигляді тонкої стрічки. У процесі фрикційного зміцнення нагрівання зони контакту зумовлюється інтенсивним тертям та зсувним деформуванням і максимальні значення контактних дотичних напружень розташовані на певній глибині, то у даному випадку розглядається підповерхневе розташування джерел нагрівання [6].

Так як характерний розмір зони контакту є набагато меншим за розміри інструмента та деталі, то останні можна розглядати як однорідні ізотропні напівпростори, вздовж границі яких рухається зона тертя з різними швидкостями. При розв'язку теплової задачі також були зроблені наступні допущення: у зоні контакту інструмента та деталі є тільки пружні деформації; розмір і форма зони контакту в процесі зміцнення залишаються незмінними; не враховується вплив динамічних ефектів на процеси тертя у зоні контакту; теплофізичні характеристики матеріалів контактуючих тіл залишаються постійними незалежно від зміни температури та тисків; не враховується вплив плівки мастила на перерозподіл тиску по поверхні контакту.

Виберемо систему координат таким чином, щоб осі y та z лежали на поверхні тіла, а вісь x направлена в її глибину. Нехай у цьому напівпросторі $x \geq 0$ на відстані l від її грані паралельно до неї рухається з постійною швидкістю v у напрямку осі y плоске джерело теплової енергії у вигляді безконечної стрічки шириною d . При переміщенні джерела її поздовжня вісь площини симетрії перпендикулярна до осі y (рис. 1).

Розглянемо теплофізичну задачу при постійному контакті інструмента з оброблюваною деталлю. Температурне поле у загальному вигляді у поверхневому шарі зміцнюваної деталі та інструменту в зоні контакту буде описуватись наступним рівнянням теплопровідності [4]:

$$Pe_i \frac{\partial t_i}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 t_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t_i}{\partial y^2} + \left(\frac{2d}{\delta}\right)^2 \frac{\partial^2 t_i}{\partial z_i^2} \quad (i = 1, 2)$$

при краєвих умовах у зоні контакту:

$$t_1 = T_1, \quad t_2 = T_2 \text{ при } \tau = 0;$$

$$t_1(x, y, \tau) = t_2(x, y, \tau) \quad \text{при } z_i = 0;$$

$$k \frac{\partial t_1}{\partial z_1}(x, y, z_1, \tau) \Big|_{z_1 \rightarrow +0} + (1-k) \frac{\partial t_2}{\partial z_2}(x, y, z_2, \tau) \Big|_{z_2 \rightarrow +0} = -v(x, y, \tau) \sigma_\tau(x, y, \tau),$$

поза зоною контакту

$$\left. \frac{\partial t_i}{\partial z_i} (x, y, z_i, \tau) \right|_{z_i \rightarrow +0} = Bi(t_i - t_3), Pe_i = \frac{4d^2}{a_i \tau^0}; \tau^0 = \frac{2d}{v_\partial}; k = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2}; Bi = \frac{2d\alpha_i}{\lambda_i},$$

де t_1 – температура деталі; t_2 – температура інструменту; t_3 – температура мастильно-охолоджувальної рідини; $2d$ – ширина зони контакту; δ – глибина розповсюдження теплоти; σ_τ – дотичні напруження у зоні контакту; v – швидкість відносного ковзання інструмента і деталі; v_∂ – лінійна швидкість обертання інструмента; a, λ – коефіцієнти температуропроводності і теплопроводності відповідно; α – коефіцієнт теплообміну деталі і інструменту з мастильно-охолоджувальною рідиною; Pe – критерій Пекле; Bi – критерій Біо; τ – час.

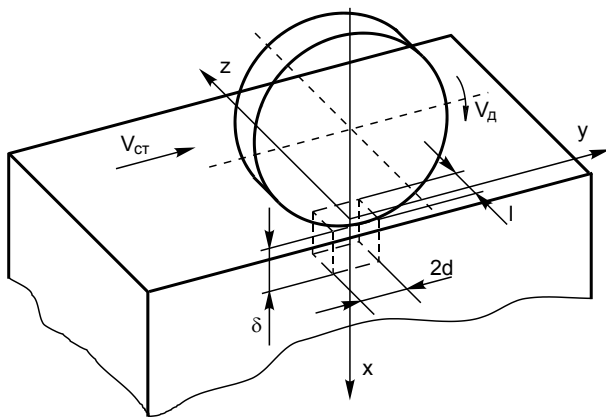


Рисунок 1 – Розрахункова схема фрикційного зміцнення плоских поверхонь

У залежності від параметрів фрикційного зміцнення величина критерію Пекле може змінюватися у досить широких межах. Критерій Пекле визначає відношення кількості теплоти, яка переноситься конвекцією вздовж напрямку відносного ковзання, до теплоти, яке проникає у зміцнювану деталь за рахунок теплової дифузії. Більшість джерел і стоків теплоти, які діють у технологічних системах є швидкокорухомими. Для швидкокорухомих джерел теплової енергії критерій Пекле $Pe \geq 10$ [4]. При значеннях критерію Пекле $Pe \geq 10$ кількість теплоти, яке переноситься конвекцією вздовж напрямку відносного ковзання набагато більша теплоти, що переноситься у зміцнювану деталь за рахунок теплової дифузії. Тому теплота не розповсюджується попереду джерела енергії, а тільки під джерелом і позаду його.

У випадку фрикційного зміцнення критерій Пекле $Pe \geq 10$ і джерело висококонцентрованої енергії має більшу швидкість, ніж швидкість проникнення тепла за рахунок теплової дифузії. Виходячи з цього для визначення температурного поля T у нашому випадку рівняння теплопровідності запишемо у наступному вигляді:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{v}{a} \frac{\partial T}{\partial y_1} - \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial \tau} = -\frac{q(\tau)}{\lambda} \delta(x_1 - l) [S_-(y_1 + d) - S_+(y_1 - d)] \quad (1)$$

та краєві умови

$$\left\{ \frac{\partial T}{\partial x_1} \right\}_{x_1=0} = 0, \quad \left\{ \frac{\partial T}{\partial x_1}, \frac{\partial T}{\partial y_1}, T \right\}_{\substack{x_1 \rightarrow \infty \\ |y_1| \rightarrow \infty}} = 0, \quad T|_{\tau=0} = 0, \quad y_1 = y - v\tau; \quad x_1 = x; \quad (2)$$

де a , λ – коефіцієнти температуропровідності та теплопровідності відповідно; $q(\tau)$ – питома поверхнева густина теплового потоку джерела енергії; $\delta(\xi)$ – функція Дірака; $S_{\pm}(\xi)$ – асиметричні одиничні функції.

Розв'язуючи теплову задачу (1) та (2) з допомогою інтегральних перетворень Фур'є по y_1 та Лапласа по τ , отримуємо наступне температурне поле:

$$T = \frac{1}{4\pi\lambda} \int_0^{\tau} \frac{q(\tau - \tau_0)}{\tau_0} \int_{y_1-d}^{y_1+d} \left[\exp\left(-\frac{r_+^2}{4a\tau_0}\right) + \exp\left(-\frac{r_-^2}{4a\tau_0}\right) \right] d\tau_0 dy_0, \quad (3)$$

де $r_{\pm}^2 = (x_1 \pm l) + (y_0 + v\tau_0)^2$.

Задачу термопружності можна розв'язати для випадку, коли

$$\{\sigma_{zx}, \sigma_{xy}\}_{x_1=0} = 0, \quad \{\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy}\}_{\substack{x_1 \rightarrow \infty \\ |y_1| \rightarrow \infty}} = 0.$$

На основі відомих формул та залежностей теорії термопружності, а також використовуючи інтегральні перетворення Фур'є і Лапласа, отримуємо наступні залежності для температурних напружень:

$$\sigma_{xx} = -\frac{k}{2(2\pi)^{3/2}i} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta^2 d\eta \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \left[2|\eta| x_1 \phi_-(l) \exp(-x_1 |\eta|) - \phi_+(x_1 + l) - \phi_- (|x_1 - l|) + \right. \\ \left. + \frac{2}{\gamma} \exp(-x_1 |\eta| - \gamma l) \right] \frac{\beta(\eta) Q(s)}{\Psi} \exp(s\tau - i\eta y_1) ds; \quad (4)$$

$$\sigma_{yy} = -\sigma_{xx} - \frac{E\alpha_t}{1-\nu} T - \frac{2k}{(2\pi)^{3/2}} i \int_{-\infty}^{+\infty} \eta^2 d\eta \int_{\sigma+i\infty}^{\sigma+i0} \phi_-(l) \frac{\beta(\eta)Q(s)}{\Psi} \times \\ \times \exp(s\tau - x_1|\eta| - i\eta y_1) ds; \quad (5)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{k}{2(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta d\eta \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i0} [2\eta^2 x_1 \phi_-(l) \exp(-x_1|\eta|) - X(x_1-l) \operatorname{sign}(x_1-l) - \\ - X(x_1+l)] \frac{\beta(\eta)Q(s)}{\Psi} \exp(s\tau - i\eta y_1) ds, \quad (6)$$

$$\text{Тут } Q(s) = \int_0^{\infty} q(\tau) \exp(-s\tau) d\tau; \Psi = 2i\eta\omega + \frac{s}{a}; \gamma^2 = \eta^2 + 2i\eta\omega + \frac{s}{a};$$

$$\beta(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} [s_-(y+d) - s_+(y_1-d)] \exp(i\eta y_1) dy_1; E = 2G(1+\nu);$$

$$k = \frac{E\alpha_t}{\lambda(1-\nu)}; \phi_{\pm}(\xi) = \frac{1}{\gamma} \exp(-\xi\gamma) \pm \frac{1}{|\eta|} \exp(-\xi|\eta|); X(\xi) = \exp(-\xi\gamma) - \exp(-\xi|\eta|).$$

Застосувавши до рівнянь (4), (5) та (6) теорему про згортку, а також положення, що при $x_1 = 0$ температурні напруження σ_{xx} та σ_{xy} будуть рівні нулеві. Також припускаємо, що питома поверхнева густина теплового джерела при фрикційному зміцненні залишається незмінною, тобто

$$q(\tau) = q = \text{const}.$$

У той же час питому поверхневу густину теплового джерела енергії можна визначити з рівняння [231]:

$$q = \frac{2\nu P_y \cos(\pi\gamma) \mu}{\pi^{3/2} (1+4\gamma^2) l_s d} \left(\frac{1}{2} + y\right)^{\frac{1}{2}-\gamma} \left(\frac{1}{2} - y\right)^{\frac{1}{2}+\gamma}, \quad (7)$$

$$\gamma = \frac{1}{\pi} \arctg \frac{\mu(1-\chi^0)}{1+\chi^0};$$

де χ^0 – постійна Мусхелішвілі для плоских деформацій, $\chi^0 = 3-4\nu$; ν – коефіцієнт Пуассона; ν – відносна швидкість ковзання в зоні контакту інструмент-деталь; μ – коефіцієнт тертя в зоні контакту; P_y – нормальна складова сили зміцнення (сила притискання інструмента і деталі); l_s – довжина лінії контакту; d – півширина зони контакту.

Тоді, після відповідних перетворень рівнянь (3) та (5) отримаємо рівняння для визначення температур та напружень у зоні контакту.

Температура та напруження по глибині зміцненого шару будуть визначатися з залежностей:

$$T = \int_0^{Fo} \frac{d\eta}{Fo - \eta} \int_{Y-1}^{Y+1} \exp \left[-\frac{L^2 + (\zeta - 2Pe\eta)^2}{4(Fo - \eta)} \right] d\zeta; \quad (8)$$

$$\sigma_y = \int_0^{Fo} \left[(Y+1-2Pe\eta) \frac{B_+}{R_+^2} - (Y-1-2Pe\eta) \frac{B_-}{R_-^2} \right] d\eta - \frac{1}{4} \Theta. \quad (9)$$

$$T_{yt} \quad \Theta = \frac{2\pi\lambda}{qd} T; \quad \sigma_y = \frac{\sigma_{yy}\pi\lambda(1-\nu)}{2E\alpha_q d}; \quad B_{\pm} = 1 - \exp \frac{-R^2}{4(Fo - \eta)};$$

$$R_{\pm}^2 = L^2 + (Y \pm 1 - 2Pe\eta)^2; \quad Y = \frac{y}{d}; \quad L = \frac{l_s}{d}; \quad Fo = \frac{a\tau}{d^2};$$

Fo – критерій Фур'є, який визначає безрозмірний час.

Використовуючи отримані залежності (8) та (9) були проведені числові розрахунки залежності температури T та напруження σ_y від безрозмірного часу Fo та різних значеннях L і побудовано графічні залежності (рис. 2, 3).

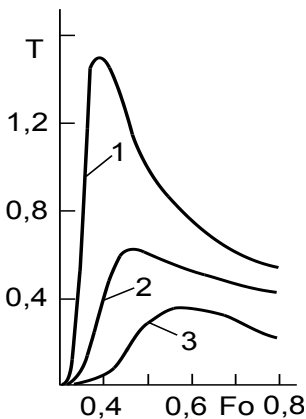


Рисунок 2 – Кінетика температури Θ при фрикційному зміцненні плоских поверхонь:

1 – $L = 0,01$; 2 – $L = 0,5$;

3 – $L = 1$

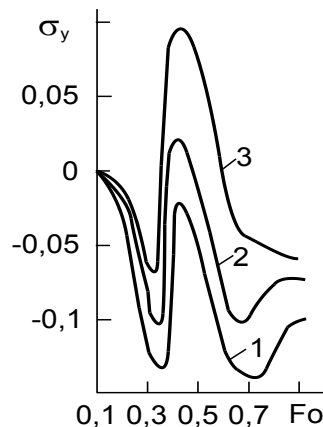


Рисунок 3 – Кінетика напруження σ_y при фрикційному зміцненні плоских поверхонь:

1 – $L = 0,01$; 2 – $L = 0,5$;

3 – $L = 1$

Як показали отримані графічні залежності, температура та напруження у зоні контакту мають імпульсний характер. Особливо сильний імпульсний характер мають напруження. Зі збільшенням характерного розміру зони контакту, параметру L – відношення довжини лінії контакту до її ширини, максимум температури та напружень зростає.

Список використаних джерел: 1. Hurey I., GureyV., Dmyterko P., Babiarz R. The research in to components of friction force tool part during friction hardening of plate steel faces // *Advances in manufacturing science and technology*. – 2014. – N 3. – P. 56-64. 2. Бабей Ю.И., Глек Р.И., Максимшин М.Д., Журавлева Н.А. Термонапряженное состояние, возникающее в поверхностных слоях плоских деталей в процессе трения // *Физико-химическая механика материалов*. – 1982. – № 3. – С. 75-78. 3. Подстригач Я.С., Коляно Ю.М. Неустановившиеся температурные поля и напряжения в тонких пластинах. – К.: Наукова думка, 1972. – 308 с. 4. Глек Р.И. Температурное поле и напряжение в пластинке, нагреваемой движущимся несквозным ризматическим источником тепла // *Термомеханические процессы в кусочно-однородных элементах конструкций*. – К.: Наукова думка, 1978. – С. 178-182. 5. Коровчинский М.В. Основы теории термического контакта при локальном трении // *Новое в теории трения*. – М.: Наука, 1966. – С. 98-145. 6. Основы тепловых явлений при шлифовании деталей машин / А.В.Якимов, Б.О.Ткаченко, С.Г.Зимин и др. – Одесса: ОГПУ, 1997. – 272 с.

Bibliography (transliterated): 1. Hurey I., GureyV., Dmyterko P., Babiarz R. The research in to components of friction force tool part during friction hardening of plate steel faces // *Advances in manufacturing science and technology*. – 2014. – N 3. – P. 56-64. 2. Babey Ju.I., Glek R.I., Maksimishin M.D., Zhuravleva N.A. Termonapryazhennoe sostojanie, vznikajushhee v poverhnostnyh slojakh ploskih detalej v processe frikcionnogouprochnenija // *Fiziko-himicheskajamehanikamaterialov*. – 1982. - № 3. – S. 75-78. 3. Podstrigach Ja.S., Koljano Ju.M. Neustanovivshiesjatemperaturnye polja i naprjazhenija v tonkih plastinakh. – K.: Naukova dumka, 1972. – 308 s. 4. Glek R.I. Temperaturnoe pole i naprjazhenie v plastinke, nagrevaemojdvizhushhimsjaneskvoznymprizmaticheskimistochnikom tepla // *Termomechanicheskieprocessy v kusochno-odnorodnyhjelementahkonstrukcij*. – K.: Naukova dumka, 1978. – S. 178-182. 5. Korovchinskij M.V. Osnovyteoriitermicheskogokontakta pri lokal'nomtrenii // *Novoe v teoriitrenija*. – M.: Nauka, 1966. – S. 98-145. 6. Osnovy teplovych javlenij pri shlifovanii detalej mashin / A.V.Jakimov, B.O.Tkachenko, S.G.Zimin i dr. – Odessa: OGPU, 1997. – 272 s.